

Mößbauereffekt nach Coulombanregung von ^{61}Ni und ^{73}Ge

von

Dietrich Seyboth
aus Schwabach

1967



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533917_0047

Mößbauereffekt nach Coulombanregung
von ^{61}Ni und ^{73}Ge

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen - Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Dietrich Seyboth
aus Schwabach

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 22. Februar 1967

Dekan: Universitätsprofessor Dr. K. Brodersen

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. N. Fiebiger

Zusammenfassung

An ^{61}Ni und ^{73}Ge wurde gezeigt, daß trotz des Rückstoßes, den der Atomkern bei der Anregung erhält, γ -Strahlung von Coulombangeregten Kernen für Mößbauerexperimente geeignet ist.

Zur Coulombanregung wurden 25 MeV Sauerstoffionen verwendet. Target und Absorber befanden sich auf $(80 \pm 2)^\circ\text{K}$.

Das nach dieser Methode erhaltene Mößbauerspektrum der 67.4 keV-Strahlung von ^{61}Ni wurde mit früheren Messungen von Obenshain und Wegener verglichen, bei denen eine radioaktive ^{61}Co -Quelle und ein Nickelabsorber gleicher Dicke verwendet worden war. Beide Experimente liefern im Rahmen der Meßgenauigkeit den gleichen Debye-Waller-Faktor und das gleiche innere Magnetfeld für Nickel. Nach Coulombanregung sind die Mößbauerlinien etwa um den Faktor 2 gegenüber der natürlichen Linienbreite verbreitert, was durch Strahlenschäden im Target erklärt werden kann.

Das 67.0 keV Niveau des ^{73}Ge ist ein Beispiel für ein Mößbauer-niveau, das nicht durch β -Zerfall, wohl aber durch Coulombanregung bevölkert werden kann. Das Mößbauerspektrum der 67.0 keV γ -Strahlung zeigt natürliche Linienbreite. Der gemessene Debye-Waller-Faktor für das Target $f_{\text{T}} = (0.009 \pm 0.002)$ ist um den Faktor 14 kleiner, als man ihn nach dem Debye-Modell berechnet.

I. Einleitung

Seit der Entdeckung des Mößbauereffektes wurden von mehreren Autoren [1][2][3] in Tabellen etwa 80 Isotope zusammengestellt, deren Atomkerne für Mößbauerexperimente geeignet sind. Nicht beantwortet wird in diesen Tabellen die Frage, wie man den angeregten Zustand dieser Atomkerne, der dann beim Übergang in den Grundzustand die Mößbauerstrahlung aussendet, bevölkern kann.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten für die Anregung:

- a) nach β -Zerfall oder K-Einfang
- b) nach α -Zerfall [4]
- c) durch Kernreaktionen [5][6][7][8][9], z.B. (n,γ) -Reaktionen oder (d,p) -Reaktionen
- d) durch Coulombanregung

Bis heute wurde in fast allen Arbeiten über den Mößbauereffekt die Methode (a) verwendet. Jedoch sind auf diesem Weg nur etwa die Hälfte der möglichen Mößbauerkandidaten dem Experiment zugänglich, da nicht für jedes solches Isotop ein radioaktiver Mutterkern existiert, der eine für das Experiment ausreichende Lebensdauer hat und der nach dem radioaktiven Zerfall auch wirklich das interessierende Kernniveau anregt.

Die Bevölkerung des Mößbauerniveaus nach α -Zerfall ist auf einige wenige Isotope im Bereich großer Massenzahlen beschränkt.

Auch die Methode (c) ist nicht allgemein anwendbar. Nach Kernreaktionen ist nämlich der Endkern meist sehr hoch angeregt (z.B. ca 8 MeV bei (n,γ) -Reaktionen) und geht durch γ -Emission, fast immer über eine γ -Kaskade, in den Grundzustand über. Ob bei diesem Prozeß das Mößbauerniveau überhaupt bevölkert wird, bedarf von Isotop zu Isotop einer gesonderten Untersuchung.

Keine dieser Einschränkungen in der Anwendbarkeit besteht bei der Bevölkerung des Mößbauerniveaus durch Coulombanregung. Gerade die für den Mößbauereffekt geeigneten niederenergetischen Anregungszustände stabiler Atomkerne mit Lebensdauern zwischen

10^{-10} s und 10^{-7} s können durch Coulombanregung leicht angeregt werden. Deshalb verdient diese Methode ganz besondere Aufmerksamkeit. Es ergeben sich aber dabei physikalische und technische Probleme, die neu im Zusammenhang mit dem Mößbauereffekt sind.

Die Experimente mit ^{61}Ni [10] und ^{73}Ge [11], die in dieser Arbeit beschrieben und diskutiert werden, zeigen, daß Coulombanregung tatsächlich ein geeignetes Hilfsmittel für Mößbauerexperimente ist. Frühere Untersuchungen des Mößbauereffektes nach Coulombanregung [12] waren ohne Erfolg.

II. Experimentelle Probleme

Fliegt ein geladenes Teilchen (z.B. Proton, α -Teilchen oder Sauerstoffion) mit hoher Geschwindigkeit an einem Atomkern vorbei, so befindet sich dieser in einem sich ändernden Coulombfeld und kann deswegen manchmal von seinem Grundzustand in einen angeregten Zustand übergehen. Diesen Vorgang nennt man Coulombanregung. Nach einer mittleren Lebensdauer τ , die charakteristisch für den angeregten Zustand ist (z.B. $\tau = 7.6 \cdot 10^{-9}$ s für das 67.4 KeV Niveau von ^{61}Ni), geht dann der Atomkern z.B. durch Emission eines γ -Quants wieder in den Grundzustand über. Solche γ -Quanten sollen für Mößbauerexperimente verwendet werden.

Dabei tritt ~~leider~~ folgende Komplikation auf:

Das vorbeifliegende Teilchen wird im Coulombfeld des Targetkerns abgelenkt, es erfährt eine Impulsänderung, die auf den Targetkern als Rückstoß übertragen wird. In den Fällen, bei denen Coulombanregung auftritt, ist diese Rückstoßenergie viel größer als die Schwellenenergie E_d zur Bildung eines stabilen Frenkelpaares. Für Nickel zum Beispiel ist $E_d = 24$ eV, während z.B. bei Coulombanregung von ^{61}Ni mit ^{16}O - Ionen von 25 MeV die maximale Rückstoßenergie des Ni - Atoms etwa 16.5 MeV beträgt. Der Targetatomkern verläßt also mit Sicherheit

mit einem Teil seiner Elektronenhülle seinen Gitterplatz und fliegt im angeregten Zustand durch das Kristallgitter des Targets. Durch Stöße mit anderen Gitterbausteinen wird er abgebremst. Diese Abbremsung geschieht in Zeiten von 10^{-13} s [2]. Die dabei an das Gitter abgegebene Energie führt zur lokalen Erhitzung im Gitter auf einige 10^4 °K [13][16] und breitet sich durch Wärmeleitung über das ganze Gitter aus. Durch die anfangs sehr hohen Temperaturen finden im Gitter Umordnungsprozesse statt und es können Frenkelpaare gebildet werden. Sofern es sich um metallische Targets handelt ist der Abkühlprozeß nach weniger als 10^{-10} s vorbei. Wenn also der angeregte Atomkern z.B. bei ^{61}Ni im Mittel nach $7.6 \cdot 10^{-9}$ s ein γ -Quant aussendet, so sind Abbrems- und Abkühlprozesse vorüber.

Mit welcher Wahrscheinlichkeit das γ -Quant dann rückstoßfrei emittiert wird, denn nur dann ist es für ein Mößbauerexperiment geeignet, hängt davon ab, wie das angeregte Atom zum Zeitpunkt der γ -Emission im Kristallgitter gebunden ist. Die spektrale Verteilung der γ -Quanten wird über die Hyperfeinstrukturaufspaltung durch die elektrische Ladungsdichte, das Magnetfeld und den elektrischen Feldgradienten am Kernort beeinflusst. Es ist also entscheidend für das Mößbauerspektrum, ob sich das γ -emittierende Atom auf einem normalen Gitterplatz, auf einem Gitterplatz umgeben von Störstellen oder auf einem Zwischengitterplatz befindet [14]. Nur dann, wenn ein großer Teil der coulombangeregten Atome auf einem normalen Gitterplatz oder zumindest auf einem definierten Platz im Gitter endet, ist die Coulombanregung ein brauchbares Hilfsmittel für Mößbauerexperimente. Diese Frage kann nur durch Experimente beantwortet werden.

In einer Reihe von Arbeiten werden Voraussagen gemacht, wo im Gitter ein Atom hoher kinetischer Energie (Primäratom) nach der Abbremsung zur Ruhe kommt. Dederichs, Lehmann und Wegener [15] berechnen in einem einfachen Stoßmodell die Wahrscheinlichkeit $P(E)$, daß ein Primäratom der kinetischen Energie E während des Abbremsprozesses in einem Kristall mit

den Gitteratomen einen Ersetzungsstoß macht. Ein Ersetzungsstoß liegt dann vor, wenn das Primäratom zentral genug mit einem Gitteratom stößt, so daß die dem Primäratom verbleibende kinetische Energie kleiner und die auf das Gitteratom übertragene Energie größer ist als E_d , die Schwellenenergie zur Bildung eines stabilen Frenkelpaares. Als Ergebnis erhalten sie $P(E)$ - Werte in den Grenzen $0.5 \leq P(E > 2E_d) \leq \ln 2$, abhängig davon, welche Wechselwirkung sie zwischen dem Primäratom und dem Gitter verwenden. Dederichs et al. ignorieren bei ihren Rechnungen völlig die lokale Erhitzung des Gitters während des Abbremsvorganges des Primäratoms. Wegen der an das Gitter abgegebenen Energie wird ein Bereich des Gitters in der Umgebung des Primäratoms geschmolzen. Die im Gitter eingeschlossene Flüssigkeit produziert durch Wärmeausdehnung viele Störstellen. Da der Wiedererstarungsvorgang so schnell abläuft (z.B. in 10^{-11} s), ist es fraglich, ob genügend Zeit zum Auskristallisieren eines idealen Einkristalls vorhanden ist. Es besteht deshalb die Möglichkeit, daß sich das Primäratom bei der γ -Emission in einem glasartigen oder amorphen Bereich des Targets befindet.

Sehr detaillierte Rechnungen über den Abbremsvorgang eines Primäratoms in kubischen Metallgittern wurden von Vineyard und Mitarbeitern durchgeführt [17][18][19]. Sie betrachten einen Mikrokristall, der etwa 10^3 Atome enthält, die mit realistischen Kräften untereinander wechselwirken. Auf die Atome an der Oberfläche des Mikrokristalls wirken zusätzliche Kräfte derart, daß ein unendlich ausgedehnter Kristall simuliert wird. Ein Atom aus dem Mikrokristall (Primäratom) erhält dann einen Rückstoß variabler Energie und Richtung. Ein sehr großer Computer integriert die klassischen Bewegungsgleichungen für für alle Atome im Mikrokristall und verfolgt, wie sich die kinetische Energie des Primäratoms im Kristall ausbreitet und wo die einzelnen Atome schließlich zur Ruhe kommen. Die Rechnungen ergaben z.B. für α -Eisen bei Rückstoßenergien zwischen 100 eV und 1500 eV, daß in jedem untersuchten Fall das Primäratom über einen Ersetzungsstoß auf einem Gitterplatz

endete. Es liegen keine Anzeichen vor, daß glasartige oder amorphe Phasen entstehen.

Unter der Annahme, daß ein Primäratom sehr hoher kinetischer Energie (z.B. 10 MeV) während des Abbremsvorgangs stets in den von Vineyard et al. untersuchten Energiebereich gelangt, scheint die Hoffnung berechtigt zu sein, bei einem Mößbauerexperiment nach Coulomb-Anregung zumindest in Metallen einen großen Bruchteil der γ -emittierenden Atome auf einem normalen Gitterplatz zu finden.

Zusätzlich zu den beschriebenen physikalischen Problemen treten bei einem Mößbauerexperiment nach Coulombanregung noch technische Schwierigkeiten auf, die besondere Anforderungen an die Versuchsanordnung stellen.

a) γ -Ausbeute und Untergrundstrahlung

Soll ein Mößbauerspektrum mit großer statistischer Genauigkeit in Meßzeiten zwischen einem Tag und einer Woche aufgenommen werden, so sind im γ -Detektor Zählraten größer als 500 s^{-1} notwendig. Diese γ -Intensitäten kann man durch Coulombanregung nur dann erreichen, wenn man die Versuchsbedingungen so wählt, daß der Wirkungsquerschnitt für für Coulombanregung möglichst groß wird. Das ist dann der Fall, wenn man als Projektile energiereiche Schwerionen verwendet (z.B. $^{16}\text{O}^{4+}$ - Ionen von 25 MeV). Man benötigt Ionenströme von mindestens $0.1 \mu\text{A}$. Solche Teilchenenergien und Ströme kann bei Schwerionen z.B. ein Tandem-Van-de-Graaff-Generator liefern.

Neben der gewünschten γ -Strahlung erzeugen die Projektile im Target aber auch Röntgenbremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung. Die Intensität der charakteristischen Röntgenstrahlung ist oft um viele Größenordnungen höher als als die γ -Strahlung aus dem Atomkern (z.B. um den Faktor 10^6 bei Anregung des 14.4 KeV - Niveaus von ^{57}Fe mit 25 MeV Sauerstoffionen) und verursacht einen starken Untergrund im γ -Detektor. Durch Verwendung geeigneter Absorberfolien und hochauflösender γ -Detektoren (z.B. Lithiumgedriftete Germanium-Detektoren) lassen sich Röntgen-

untergrund und Mößbauerstrahlung meist trennen. Falls es in Zukunft gelingt, Tandemgeneratoren mit gepulsten Schwerionenquellen zu betreiben, wird es in vielen Fällen möglich sein, Röntgenuntergrund und γ -Strahlung zeitlich zu diskriminieren, da die Röntgenstrahlung prompt nach der Anregung, die Mößbauerstrahlung erst nach der Lebensdauer des angeregten Kernniveaus emittiert wird.

H. Kilian hat diese Probleme am Beispiel von ^{57}Fe , ^{61}Ni und ^{166}Er ausführlich diskutiert [20].

b) Kühlung des Targets

Um einen großen Debye-Waller-Faktor zu erhalten, müssen bei einem Mößbauerexperiment in der Regel γ -Quelle und Resonanzabsorber auf tiefe Temperaturen gebracht werden. In manchen Fällen genügt die Temperatur des flüssigen Stickstoffs (78 °K), häufig ist jedoch Kühlung auf 4.2 °K, die Temperatur des flüssigen Heliums, erforderlich.

Bei einem Mößbauerexperiment nach Coulombanregung müssen Kühlleistungen von einigen Watt aufgebracht werden, um die Wärme, die durch die Abbremsung der Schwerionen im Target entsteht, ständig abzuführen. Dies ist nicht schwierig, solange man flüssigen Stickstoff als Kühlmittel verwendet. Die Kühlung mit flüssigem Helium erfordert einen erheblichen technischen Aufwand.

c) Strahlenschäden im Target

Durch den Beschuß mit Schwerionen entstehen im Kristallgitter des Targets Strahlenschäden, die sich im Laufe der Zeit aufsummieren. Man weiß aus Leitfähigkeitsmessungen an strahlengeschädigten Kristallen, daß diese Schäden bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs von selbst ausheilen. Arbeitet man bei tieferen Temperaturen, so könnte man das Target in regelmäßigen Zeitabständen aufheizen, um so die Strahlenschäden auszuheilen. Es ist aber sehr wahrscheinlich, daß der Kristallbereich in der Umgebung

des coulombangeregten Atoms, wegen der lokalen Erhitzung während des oben beschriebenen Abbremsvorganges, seine Vorgeschichte vergißt.

III. Versuchsanordnung

Zur Coulombanregung wurden 25 MeV Sauerstoffionen aus dem Tandem-Van-de Graaff-Generator des Oak Ridge National Laboratory verwendet. Der $^{16}\text{O}^{4+}$ -Strahl kommt horizontal in einen Kryostaten, der in Fig. 1 schematisch gezeigt ist. Das Target befindet sich im Vakuum (etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Torr), seine Unterlage ist in einen Kupferblock eingelötet, der mit flüssigem Stickstoff in Wärmekontakt ist. So kann auch beim Beschuß mit dem Tandemstrahl das Target auf $(80 \pm 2)^\circ\text{K}$ gekühlt werden. Die Strahlstromstärke war maximal $0.5\ \mu\text{A}$, im Mittel $0.35\ \mu\text{A}$. Dem Target wurde damit eine Leistung von etwa 2 Watt zugeführt. Das Target aus angereichertem Isotopenmaterial hatte

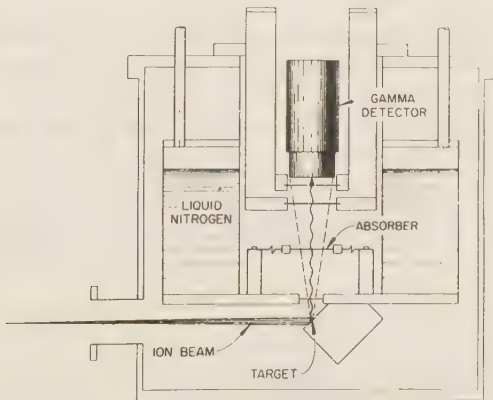


Fig. 1: Schematische Darstellung der beim Experiment verwendeten Targetkammer

einen Durchmesser von 20 mm und eine Dicke von $(2-3) \text{ mg/cm}^2$. Wegen der kurzen Reichweite der ^{16}O -Ionen im Target ergibt diese Targetdicke bereits die γ -Ausbeute eines unendlich dicken Targets, wenn man berücksichtigt, daß wegen der Neigung des Targets um 45° die Targetdicke für den ^{16}O -Strahl noch um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert ist. Die Verbreiterung der Mößbauerlinien durch die Targetdicke muß bei der Diskussion der Meßergebnisse berücksichtigt werden.

Der Mößbauerabsorber aus natürlichem Isotopengemisch hat einen Durchmesser von 40 mm. Er wird mit einem gegengekoppelten elektromechanischen Geschwindigkeitsantrieb sinusförmig bewegt [2]. Absorber und Antrieb sind auf 78°K gekühlt. Als γ -Detektor dient ein 3-inch $\emptyset$ x 3-inch NaJ(Tl) "integral-line" Szintillationszähler.

Die Zahl der γ -Quanten nach Durchgang durch den Mößbauerabsorber wird in einer Gedächtnishälfte eines Vielkanalanalysators (Nuclear Data ND 130) als Funktion der relativen Geschwindigkeit zwischen Target und Absorber registriert. Wegen der sinusförmigen Bewegung des Antriebs erhält man ein U-förmiges Geschwindigkeitsspektrum, dem das Mößbauerspektrum überlagert ist. Gleichzeitig wird in der zweiten Hälfte des Gedächtnisses des Vielkanals ein Geschwindigkeitsspektrum mit Untergrundstrahlung aufgenommen, die im Mößbauerabsorber nicht resonant absorbiert werden kann. Dividiert man die Zählraten entsprechender Kanäle beider Gedächtnishälften, so erhält man die Transmission des Mößbauerabsorbers für resonante γ -Strahlung als Funktion der relativen Geschwindigkeit zwischen Target und Absorber.

Zur Eichung des Geschwindigkeitsantriebes wurde das Hyperfeinstrukturspektrum des 14.4 keV Niveaus von ^{57}Fe in metallischem Eisen gemessen. Die Genauigkeit der Eichung war besser als 0.4%. Gleichzeitig war diese Messung ein Test für die Geschwindigkeitsauflösung des Antriebes. Mit einer ^{57}Co -Quelle (eindiffundiert in Kupfer) und einem Absorber aus 25μ dickem "Armco-Iron" war die gemessene Linienbreite kleiner als 0.6 mm/s .

IV. Meßergebnisse und Diskussion

1) Mößbauereffekt mit der 67.4 keV Strahlung von ^{61}Ni

Bei der Suche nach einem geeigneten Testisotop, an dem gezeigt werden sollte, daß Mößbauerexperimente nach Coulombanregung möglich sind, fiel die Wahl auf ^{61}Ni . Hierfür waren folgende Gründe entscheidend:

- a) Das Mößbauerspektrum von ^{61}Ni war bereits bekannt. Obenshain und Wegener [21][22] hatten den Mößbauereffekt an ^{51}Ni nach dem radioaktiven Zerfall



gemessen. Sie verwendeten eine Nickelquelle ($^{61}\text{Ni}^*$ in ^{64}Ni), einen Absorber aus natürlichem Nickelmetall und erhielten wegen der magnetischen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung in Quelle und Absorber ein Mößbauerspektrum, bestehend aus 35 nicht aufgelösten Linien, von etwa dreieckiger Form.

- b) Ritter et al. hatten das 67.4 keV Niveau von ^{61}Ni durch Coulombanregung bevölkert und den Anregungsquerschnitt gemessen [23]. Wegen der niedrigen Energie der K-Strahlung von Nickel ($E_K = 7.6 \text{ eV}$) bereitet die Röntgen-Untergrundstrahlung, die ebenfalls im Target entsteht, keinerlei Schwierigkeiten.
- c) Bei einem Mößbauerexperiment mit ^{61}Ni braucht man keinen Helium-Kryostaten, es genügt die Kühlung mit flüssigem Stickstoff.
- d) Nickel ist ein Metall von einfacher Kristallstruktur (kubisch-flächenzentriert). Man erwartet, daß sich in metallischen Targets nach der Coulombanregung das thermische Gleichgewicht rasch wieder einstellt, in Zeiten , die kurz sind , verglichen mit der mittleren Lebensdauer des durch Coulombanregung bevölkerten Kernniveaus.

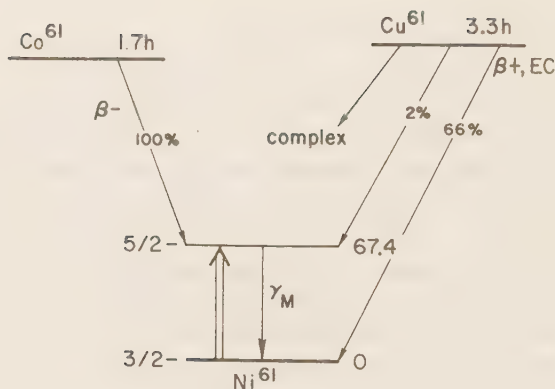


Fig. 2: Niveauschema des ^{61}Ni -Kerns

Fig. 2 zeigt das Niveauschema des ^{61}Ni -Kerns. Das magnetische Dipolmoment des Grundzustandes ist $|\mu_g| = (0.746 \pm 0.007) \mu_K$ [24], das des 67.4 keV Niveaus ist $|\mu_a| = (0.35 \pm 0.06) \mu_K$. Die mittlere Lebensdauer des angeregten Niveaus beträgt $\tau = (7.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ s. Ohne äußeres Magnetfeld herrscht im metallischen Nickel am Kernort des Nickelatoms ein Magnetfeld von $H_{\text{eff}} = -(70 \pm 15)$ kG.

Für das Experiment wurde ein Nickeltarget verwendet, das zu 92% aus ^{61}Ni bestand. Es wurde durch Elektrolyse von angereichertem ^{61}Ni auf eine Kupferunterlage hergestellt. Die Targetdicke betrug 2.8 mg/cm^2 . Als Mößbauerabsorber diente eine kreisförmige Scheibe aus natürlichem Nickel von 445 mg/cm^2 Dicke. ^{61}Ni ist im natürlichen Nickel zu 1.25% enthalten.

Das γ -Spektrum von ^{61}Ni nach Coulombanregung zeigt Fig. 3. Die Zählrate in der 67.4 keV Linie war etwa $3.5 \cdot 10^3 \text{ min}^{-1}$. Der Untergrund unter der γ -Linie kann im Mößbauerabsorber nicht resonant absorbiert werden und wurde deswegen bei der Auswertung des Mößbauerspektrums berücksichtigt.

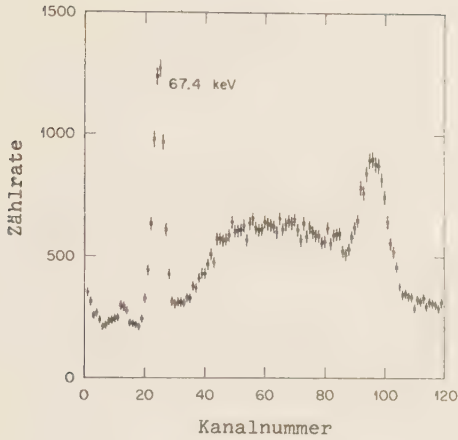


Fig. 3: γ -Spektrum von ^{61}Ni nach Coulombanregung mit 25 MeV Sauerstoffionen

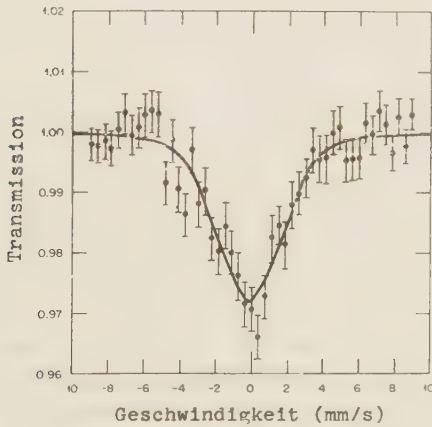


Fig. 4: Mößbauerspektrum von ^{61}Ni nach Coulombanregung. Die eingezeichnete Kurve ist ein Fit der Meßpunkte mit einer Überlagerung von 35 Lorentzkurven.

Fig. 4 zeigt das gemessene Mößbauerspektrum nach der Untergrundkorrektion. Es hat die von Obenshain und Wegener gemessene Form. Die eingezeichnete Kurve ist ein Fit der Meßpunkte mit einer Überlagerung von 35 Linien von Lorentzform. Jede dieser Linien wird durch 3 Parameter bestimmt: die Linienposition, die Intensität der Linie und ihre Halbwertsbreite. Man hat also ein Problem mit 105 Variablen. Verwendet man die bekannten magnetischen Dipolmomente und Spins vom Grundzustand und vom angeregten Zustand des ^{61}Ni -Kerns und setzt man die Halbwertsbreiten aller Linien gleich, was die theoretische Form des Mößbauerspektrums in sehr guter Näherung erlaubt, so reduziert sich das Problem auf 4 unabhängige Variable.

Wir wählten als Variable:

- a) Die Position der mittleren Linie im Spektrum
- b) Die Intensität der mittleren Linie
- c) Die Halbwertsbreite der Linien
- d) Das Magnetfeld am Kernort des ^{61}Ni

Der Fit wurde im Rechenzentrum des Oak Ridge National Laboratory durchgeführt. Das Ergebnis ist in Tabelle 1 zusammengestellt. Das gleiche Verfahren wurde auch auf das ^{61}Ni -Mößbauerspektrum von Obenshain und Wegener nach β -Zerfall bei gleicher Absorberdicke und gleicher Quellen- und Absorbortemperatur angewandt. Auch dieses Ergebnis ist in Tabelle 1 eingetragen.

Da bei beiden Experimenten gleiche Absorber verwendet wurden, sind Verschiedenheiten in den beiden Mößbauerspektren ausschließlich darauf zurückzuführen, daß sich das Emissionsspektrum nach Coulombanregung von dem nach β -Zerfall unterscheidet.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die Position der mittleren Linie, das Magnetfeld am Kernort und die gesamte Absorption, das ist die totale Fläche aller 35 Linien, bei beiden Experimenten sehr gut überein. Daraus folgt, daß die Elektronendichte und das Magnetfeld am Kernort zum Zeitpunkt der γ -Emission bei beiden Experimenten im Mittel gleich sind.

Tabelle 1: Parameter des Mößbauerspektrums von ^{61}Ni nach Coulombanregung und nach β -Zerfall

	nach Coulombanregung	nach β -Zerfall
Position der mittleren Linie	$(0.12 \pm 0.12) \text{ mm/s}$	$(0.02 \pm 0.03) \text{ mm/s}$
Intensität der mittleren Linie	$-(0.701 \pm 0.035)\%$	$-(1.466 \pm 0.027)\%$
Halbwertsbreite der Linien	$(1.48 \pm 0.66) \text{ mm/s}$	$(0.76 \pm 0.05) \text{ mm/s}$
Magnetfeld am Kernort	$(75 \pm 6) \text{ kG}$	$(72 \pm 5) \text{ kG}$
Gesamte Fläche der 35 Linien	$(14.8 \pm 2.4) \% \cdot \text{mm/s}$	$(16.0 \pm 1.0) \% \cdot \text{mm/s}$

Die Übereinstimmung der gesamten Absorption bedeutet, daß nach Coulombanregung im Target ein γ -Quant mit der gleichen Wahrscheinlichkeit rückstoßfrei emittiert wird, wie das in der radioaktiven Quelle nach β -Zerfall geschieht.

Obenshain und Wegener haben für die einzelnen Linien die natürliche Linienbreite erhalten (aus der Lebensdauer des 67.4 keV Niveaus berechnet man $\Gamma_{\text{nat}} = 0.77 \text{ mm/s}$), beim Experiment nach Coulombanregung sind die Linien etwa um den Faktor 2 verbreitert, gleichzeitig ist die Intensität der Linien um den gleichen Faktor verkleinert. Die Mößbauer-selbstabsorption im Target erklärt nur eine Verbreiterung um 10 %. Man muß daraus folgern, daß nicht alle Nickelatome nach der Abbremsung im Target auf einem normalen Gitterplatz zur Ruhe kommen, weshalb das innere Magnetfeld von Atom zu

Niveaus ($r = 3.2 \cdot 10^{-3}$ mm/s) und der hohen inneren Umwandlung des Überganges ($\alpha \geq 1300$) experimentell äußerst schwierig und waren bis heute ohne Erfolg.

Das 67.0 keV Niveau ist für Mößbauerexperimente geeignet, es wird aber wegen des hohen Spins durch β -Zerfall nicht bevölkert. Ritter et al. [23] fanden für dieses Niveau einen großen Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung. Ebenso wie bei ^{61}Ni bereitet der Röntgenuntergrund, der bei Beschuß des Targets mit 25 MeV Sauerstoffionen entsteht, keinerlei Schwierigkeiten.

Das verwendete Ge-Target bestand zu 84% aus ^{73}Ge . Es wurde durch Aufdampfen von angereichertem ^{73}Ge auf eine Nickelunterlage hergestellt. Die Targetdicke betrug 2.3 mg/cm^2 , sie ist so gewählt, daß die Sauerstoffionen erst in der Unterlage gestoppt werden. Der Mößbauerabsorber bestand aus natürlichem Germanium, in dem ^{73}Ge zu 7.8% enthalten ist. Er wurde aus Scheiben mosaikartig zusammengesetzt, die aus einem Germaniumeinkristall parallel zur (110)-Ebene geschnitten wurden. Der Absorber hatte eine Dicke von $(137 \pm 7) \text{ mg/cm}^2$. Die Zählrate in der 67.0 keV γ -Linie war im Mittel $4 \cdot 10^4 \text{ min}^{-1}$. Der Untergrund unter der γ -Linie betrug $(9.5 \pm 1.0) \%$ und wurde bei der Auswertung des Mößbauerspektrums berücksichtigt.

Fig. 6 zeigt die Transmission des Absorbers für die 67.0 keV Strahlung als Funktion der relativen Geschwindigkeit zwischen Target und Absorber. Um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erhalten, war es notwendig, für jeden Meßpunkt etwa 10^6 Zählungen zu registrieren. Die in das Mößbauerspektrum eingezeichnete Kurve ist eine Lorentzkurve mit folgenden Kurvenparametern: Linienposition = $(0.11 \pm 0.14) \text{ mm/s}$, Linienintensität = $-(0.64 \pm 0.04)\%$ und Halbwertsbreite der Linie = $(4.4 \pm 0.6) \text{ mm/s}$. Diese Parameter wurden durch einen Fit ermittelt, die angegebenen Fehler berechnete der Computer aus einer Analyse der Statistik der Meßpunkte.

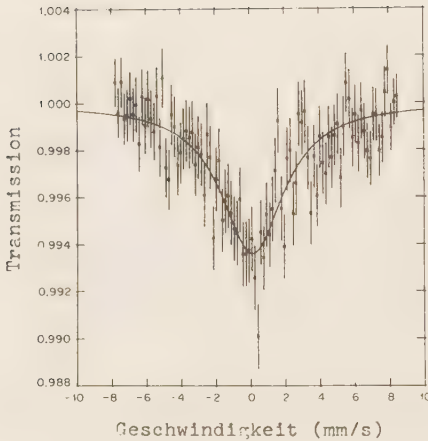


Fig. 6: Mößbauerspektrum von ^{73}Ge nach Coulombanregung

Überraschend am gemessenen Mößbauerspektrum ist die geringe Intensität der Mößbauerlinie. Berechnet man aus der Debye-Temperatur des Germaniums $\Theta_D = 360^\circ\text{K}$ [25] bei 78°K den Debye-Waller-Faktor f für den 67.0 keV Übergang, so erhält man $f = 0.125$. Unter der Annahme, daß dieser Debye-Waller-Faktor für den verwendeten Mößbauerabsorber richtig ist (er besteht aus einem idealen Einkristall), kann man aus f , der geometrischen Dicke des Absorbers und der gemessenen Absorption (0.64 ± 0.04) % den Debye-Waller-Faktor des Targets bestimmen. Man erhält $f_T = (0.009 \pm 0.002)$. Der angegebene Fehler enthält den statistischen Fehler der Messung, es wurde aber außerdem berücksichtigt, daß der Spin des 67.0 keV Niveaus und der Konversionskoeffizient des Überganges nicht genau bekannt sind. Für den Spin findet man in der Literatur $j_a = 9/2$ und $j_a = 11/2$. Zur Berechnung von f_T wurde der theoretische Wert des Konversionskoeffizienten $\alpha = 0.229$ verwendet.

Für den kleinen Debye-Waller-Faktor f_T des Targets kann es 2 Erklärungen geben:

- a) Viele der coulombangeregten ^{73}Ge -Atome kommen nach ihrer Abbremsung auf einem Platz im Gitter zur Ruhe, wo sie nicht so fest wie in einem idealen Ge-Kristall gebunden sind. Eine mittlere Debye-Temperatur von 210°K würde $f_T = 0.009$ erklären.
- b) In vielen Fällen befindet sich zum Zeitpunkt der γ -Emission der angeregte Atomkern in einem Kristallbereich, der sich nach der starken Erhitzung während des Abbremsvorganges noch nicht vollständig abgekühlt hat. Umgebungstemperaturen von 300°K genügen, um f_T von 0.125 auf 0.009 zu verkleinern.

Es ist bekannt, daß man beim Abschrecken einer Germaniumschmelze amorphes Germanium erhält. Solch ein Abschreckvorgang spielt sich ständig nach jeder Coulombanregung im Target ab. Wegen der freien Valenzen ist die amorphe Phase des Germaniums instabil und wandelt sich nach einiger Zeit wieder in kristallines Germanium um oder die freien Valenzen werden durch andere Atome abgesättigt. Sicherlich ist dieser Umwandlungsvorgang sehr langsam verglichen mit der Lebensdauer des 67.0 keV Niveaus ($\tau = (2.33 \pm 0.20) \cdot 10^{-9}\text{ s}$). Targetbereiche aus amorphem Germanium würden sowohl eine niedrige mittlere Debye-Temperatur als auch eine schlechte Ableitung der auf das Target übertragenen Wärme erklären.

Eine Untersuchung der Kristallstruktur des Targets nach dem Experiment ergab, daß das Ge-Gitter sehr stark zerstört war.

Aus der gemessenen Linienbreite, f und der Absorberdicke kann man die Linienbreite des Emissionsspektrums des Targets berechnen. Man erhält $r_T = (1.3 \pm 0.4)\text{ mm/s}$. Dieser Wert stimmt gut mit der aus der Lebensdauer des 67.0 keV Niveaus berechneten Linienbreite $r = (1.27 \pm 0.11)\text{ mm/s}$ überein.

In der Zwischenzeit wurde der Mößbauereffekt nach Coulombanregung von ^{57}Fe und verschiedenen Seltenen Erden gemessen[26][27][28].

Herr Prof. Dr. H. Wegener hat diese Arbeit angeregt und sie stets mit großem Interesse verfolgt. Nur durch seine Initiative und durch die freundliche Unterstützung von Herrn Dr. J. Fowler, dem Direktor der Physics Division, wurde es mir ermöglicht, die Experimente im Oak Ridge National Laboratory durchzuführen. Ich spreche ihnen dafür meinen größten Dank aus.

Meinen Kollegen, Herrn Dr. F.E. Obenshain und Herrn Dr. G. Czjzek, danke ich für die außerordentlich gute Zusammenarbeit. Besonders Herr Dr. Obenshain hat durch seine große experimentelle Erfahrung viel zum Fortgang der Arbeit beigetragen.

Die Mittel für die Experimente hat die U.S.A.E.C. zur Verfügung gestellt. Mein Aufenthalt in Oak Ridge und meine Reise wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziert.

Literatur

- [1] Hans Frauenfelder
The Mössbauer Effect, Benjamin Inc., New York 1962
- [2] Horst Wegener
Der Mößbauereffekt und seine Anwendung in Physik und Chemie, Bibliographisches Institut, Mannheim 1965
- [3] D. E. Nagle
Table of the Mössbauer Candidates, Mössbauer Effect Conference, University of Illinois, Urbana 1960
- [4] J. A. Stone, W. L. Pillingner
Phys. Rev. Letters 13, 200 (1964)
- [5] D. W. Hafemeister, E. Brooks Shera
Phys. Rev. Letters 14, 593 (1965)
- [6] J. Fink, P. Kienle
Phys. Letters 17, 326 (1965)
- [7] S. L. Ruby, R. E. Holland
Phys. Rev. Letters 14, 591 (1965)
- [8] D. A. Goldberg, P. W. Keaton, Jr., Y. K. Lee, L. Madansky, J. C. Walker
Phys. Rev. Letters 15, 418 (1965)
- [9] J. Christiansen, E. Recknagel, G. Weyer
Phys. Letters 20, 46 (1966)
- [10] D. Seyboth, F. E. Obenshain, G. Czjzek
Phys. Rev. Letters 14, 521 (1965)
- [11] G. Czjzek, J. L. C. Ford Jr., F. E. Obenshain, D. Seyboth
Phys. Letters 19, 673 (1966)
- [12] E. Cotton, J. Gastebois, J. L. Picou
J. Phys. Radium 22, 538 (1961)
- [13] G. Leibfried
Bestrahlungseffekte im Festkörper, Teubner-Verlag, Stuttgart 1965

- [14] U. Gonser, H. Wiedersich
J. Phys. Soc. Japan 18, Suppl. III, 46 (1963)
- [15] P. H. Dederichs, Chr. Lehmann, H. Wegener
Phys. stat. sol. 8, 213 (1965)
- [16] J. G. Mullen,
Phys. Letters 15, 15 (1965)
- [17] J. B. Gibson, A. M. Goland, M. Milgram, G. H. Vineyard
Phys. Rev. 120, 1229 (1960)
- [18] C. Erginsoy, G. H. Vineyard, A. Englert
Phys. Rev. 133, A595 (1964)
- [19] C. Erginsoy, G. H. Vineyard, A. Shimiziu
Phys. Rev. 139, A 118 (1965)
- [20] H. Kilian, Diplomarbeit
Erlangen 1964, nicht veröffentlicht
- [21] F. E. Obenshain, H. H. F. Wegener
Phys. Rev. 121, 1344 (1961)
- [22] H. H. F. Wegener, F. E. Obenshain
Z. Physik 163, 17 (1961)
- [23] R. Ritter, P. H. Stelson, F. K. McGowan, R. L. Robinson
Phys. Rev. 128, 2320 (1962)
- [24] P. Locher, S. Geschwind
Phys. Rev. Letters 11, 333 (1963)
- [25] M. Blackman '
Handbuch für Physik VII/1, 634 (1955)
- [26] Y.K.Lee, P. W. Keaton Jr., E. T. Ritter, J. C. Walker
Phys. Rev. Letters 14, 957 (1965)
- [27] D. A. Goldberg, Y. K. Lee, E. T. Ritter, R. R. Stevens Jr.,
J. C. Walker
Phys. Letters 20, 571 (1966)
- [28] J. C. Walker, private Mitteilungen

L e b e n s l a u f

Am 24. April 1936 wurde ich als Sohn des Lehrers Karl Seyboth und seiner Ehefrau Marie Seyboth, geb. Kachelrieß in Schwabach geboren. Mein Bruder Armin wurde am 21. September 1941 geboren. Im September 1942 trat ich in die Volksschule in Schwabach ein. Nach verschiedenen Schulwechseln wegen des Krieges wurde ich im September 1946 nach Abschluß der 4. Volksschulklasse in die Oberrealschule in Schwabach aufgenommen. An derselben Schule legte ich die Reifeprüfung ab und erhielt am 13. Juli 1954 das Reifezeugnis.

Nach einer zweimonatigen technischen Ausbildung in der Lehrwerkstatt der Siemens-Schuckert-Werke in Nürnberg wurde ich zum Wintersemester 1954/55 an der Universität Erlangen für das Studium der Physik erstimmatrikuliert. Nach 6 Semestern bestand ich im Juli 1957 die Diplom-Vorprüfung für Physik. Vom Mai 1958 bis Juli 1960 verfertigte ich im Physikalischen Institut der Universität Erlangen bei Herrn Prof. Dr. Fleischmann eine Diplomarbeit mit dem Thema: " 4-Kanal-Koinzidenzanlage zur Messung von Winkelkorrelationen ". Die Diplom-Hauptprüfung legte ich nach dem 12. Semester im September 1960 ab.

Vom 1. Mai 1959 bis zum 30. September 1961 war ich als wissenschaftliche Hilfskraft, vom 1. Oktober 1961 bis 31. März 1962 als wissenschaftliche Hilfskraft mit den Bezügen eines Verwalters einer wissenschaftlichen Assistentenstelle und vom 1. April 1962 bis heute als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle im Physikalischen Institut der Universität Erlangen tätig.

Für die Zeit vom 1. April 1964 bis 30. Juni 1965 wurde ich für einen Forschungsaufenthalt im Oak Ridge National Laboratory (ORNL) nach Oak Ridge / Tennessee (USA) beurlaubt. Während dieses Aufenthaltes, der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziert wurde, wurden die Experimente für die vorliegende Arbeit durchgeführt.

Vom 30. Juli bis 17. August 1963 besuchte ich in Schloß Nijenrode (Niederlande) eine Sommerschule der NUFFIC (Netherlands Universities Foundation for International Cooperation) mit dem Thema: " Ausgewählte Kapitel aus der Kernspektroskopie ". Eine Sommerschule der NATO über " Hyperfein-Wechselwirkung im Festkörper " besuchte ich vom 8. - 26. August 1966 in Aix-en-Provence (Frankreich).

Am 16. 1. 1964 heiratete ich Fräulein Brigitte Unfug, am 21. 10. 1964 wurde unser Sohn Hannes geboren.

Erlangen, den 11. 1. 1967

Offsetdruck - Fotodruck

Josef Hogl

8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz,) Tel. 22990

Offsetdruck - Fotodruck

- J. H o g l, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Telefon 22990 -